

有限束宽下光栅对压缩的理论研究*

王中阳 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强光光学开放实验室, 上海 201800)

摘 要 给出了入射脉冲为有限束宽时, 光栅对压缩的理论模型。并据此分析了脉冲高斯光束单次及两次通过光栅对时的变换特性, 以及高阶色散对脉冲压缩的影响。

关键词 光栅对, 脉冲压缩, 光束, 高阶色散。

1 引 言

自从 Treacy^[1]首先采用光栅对补偿超短脉冲输出激光的啁啾以来, 光栅对已成为脉冲展宽压缩、成形与相位测量技术中的主要元件, 并成为啁啾脉冲放大系统的核心元件之一。对光栅对特性的了解是发展这些短脉冲技术的关键。理论上, Treacy^[2]最早分析了平面波脉冲通过光栅对的变换, 得出了群延迟公式。McMullen^[3]分析了光栅对高阶色散对脉冲压缩的影响。Martinez^[4]首先从理论上研究了光束入射光栅对的情况。在光栅衍射的一阶近似下, 建立了脉冲光束光栅对变换的理论模型, 并被广泛应用于脉冲展宽压缩^[5, 6]、成形^[7, 9]与相位测量^[10]的理论研究中。另外在 Martinez 的理论基础上还发展了 4×4 阶或 6×6 阶矩阵方法来处理脉冲压缩系统^[11, 12]。但 Martinez 的理论有些局限性, 如受带宽的限制、光束准直的要求及不能考虑高阶群延迟项的影响等。本文从脉冲光束的傅里叶角谱入手, 严格推导了角谱经光栅对变换后的相位群延迟, 建立了脉冲光束通过光栅对变换的更为完整的理论模型, 分析了脉冲高斯光束单次及两次通过光栅对时的变换特性, 以及高阶色散对脉冲压缩的影响。

2 物理模型

有限束宽光场可表示为一系列角谱的叠加^[13]。对于一频率为 ω 单色光场 $U(x, y, z)$ 的传播可表示为

$$U(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{+\infty} A_0(\zeta, \eta) \exp [ik (\sqrt{1 - \zeta^2 - \eta^2} z + \zeta x + \eta y)] d\zeta d\eta, \quad (1)$$

其中角谱为

$$A_0(\zeta, \eta) = \iint_{-\infty}^{+\infty} U(x, y, 0) \exp [ik(\zeta x + \eta y)] dx dy, \quad (2)$$

* 中国科学院重大基础性研究项目(KJ951-B1-701)和国家自然科学基金项目(69478007)。

收稿日期: 1998-08-25; 收到修改稿日期: 1998-12-21

对于光栅对压缩, 假定 y 方向与光栅刻槽平行, 则光场在 xz 平面通过光栅引起衍射, 而在 yz 平面上反射, 因而可以将光场每一角谱的传播分成二部分, 在 xz 平面内经光栅对变换及在 y 方向的自由传播, 如图 1 所示。此时可将(1)式改写为

$$U(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{+\infty} A_0(\zeta, \eta) \exp \{ ik [\sqrt{1 - \eta^2} r(\xi) + \eta y] \} d \frac{\zeta}{\lambda} d \frac{\eta}{\lambda}, \quad (3)$$

其中

$$r(\xi) = \sqrt{1 - \xi^2} z + \xi x, \quad \zeta = \xi \sqrt{1 - \eta^2}, \quad (4)$$

可知 ξ 为光线在 xz 平面内的投影与 z 轴的夹角 α 的正弦。

在傍轴近似下,

$$\xi = \sin \alpha \approx \alpha, \quad \eta = \sin \beta \approx \beta, \quad (5)$$

其中 β 为光线与光线在 xz 平面内的投影 $r(\xi)$ 的夹角。考虑到一般情况下均满足傍轴近似, 因此以下计算均采用 ξ 、 η 来代替角度 α 、 β , 且称 ξ 、 η 为角谱的方向角。

考虑如图 2 所示的光栅对压缩, 平行光栅之间的距离为 G 。假定入射光束光轴与光栅相交于 C , 角度为 γ , 那么每一角谱的入射角度为 $\xi + \gamma$, 若此时光栅衍射角为 θ , 则 m 级衍射

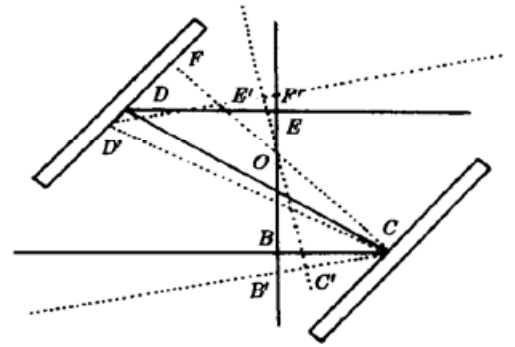
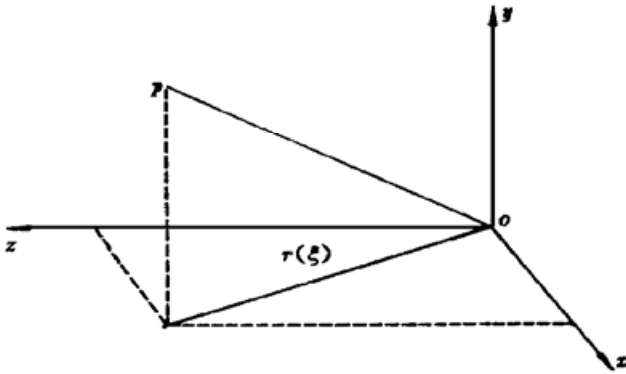


Fig.1 Coordinate system for angular spectrum calculation

Fig.2 Geometrical arrangement of diffraction gratings used for pulse compression

光栅的光栅方程为

$$\sin(\xi + \gamma - \theta) + \sin(\xi + \gamma) = m \frac{2\pi c}{\omega d}, \quad (6)$$

通过光栅对变换后具有 $\xi + \gamma$ 入射角的平面波群延迟为^[2]

$$\Phi(\omega) = kp + R(\omega), \quad (7)$$

其中

$$p = \frac{G(1 + \cos \theta)}{\cos(\gamma + \xi - \theta)}, \quad (8)$$

$$R(\omega) = - \frac{m2\pi G}{d} \tan(\gamma + \xi - \theta). \quad (9)$$

然而(7)式并没有完整给出脉冲光束傅里叶角谱经光栅对变换后的群延迟, 原因在于对于每一角谱给出(7)式所选取的参考面不一致。重新考虑图 2 的光栅对结构。假设入射光束光腰位置为 A , CF 为平行光栅之间的垂线, $CF = G$, 取经 CF 的中点 O 并与光轴垂直的面 EOB 为主参考面。考虑二条光线入射到光栅, 一条沿光轴方向, 一条偏离光轴 ξ 角方向, 分别经 $ABCDE$ 及 $A'B'C'D'E'F'$ 通过光栅。取通过 O 并与 ξ 角光线垂直的参考面 $E'OC'$ 为辅参考面。从中可知, 以 $E'OC'$ 为参考面, ξ 角光线通过光栅的群延迟为(7)式, 而以 EOB 为参考面轴向光线的群延迟同样由(7)式给出, 只是此时 $\xi = 0$ 。若以主参考面为基准, 则 ξ 角光线与

轴向光线相比其光程少了 $B'C'$ 与 $E'F'$ 两段。由图 2 的几何关系可知, 其光程分别为

$$B'C' = \frac{G \cos \gamma}{2 \cos \xi} - \frac{G}{2} \cos (\xi + \gamma) = R_1, \quad (10)$$

$$E'F' = \left[\frac{G \sin \theta}{\cos (\xi + \gamma - \theta)} - \frac{G}{2} \sin (\xi + \gamma) \right] \sin \xi = R_2. \quad (11)$$

这样, 光束傅里叶角谱以 EOB 为参考面时, 通过光栅对变换后的群延迟应为 $kp + R(\omega) + kR_1 + kR_2$, 再加上光腰到主参考面的光程 $z_1/\cos \xi$, 就给出了入射光束角谱从光腰到光栅对变换后的群延迟为

$$\Phi(\xi, \omega) = kR(\xi) = kp + R(\omega) + k(R_1 + R_2 + z_1/\cos \xi), \quad (12)$$

其中 p 、 $R(\omega)$ 、 R_1 和 R_2 分别由(8)~(11)式给出。相应的通过光栅对变换后的角谱可表示为

$$A(\zeta, \eta, \omega) = A_0(\zeta, \eta, \omega) \exp \{i[\sqrt{1 - \eta^2} \Phi(\xi, \omega) + k\eta y]\}. \quad (13)$$

而最终通过光栅对的脉冲时空形式由三重傅里叶变换给出为

$$U(x, y, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A_0(\zeta, \eta, \omega) \exp \{i[\sqrt{1 - \eta^2} \Phi(\xi, \omega) + k\eta y] - i\omega t\} d\frac{\zeta}{\lambda} d\frac{\eta}{\lambda} d\omega. \quad (14)$$

以上建立了脉冲光束通过光栅对变换的理论模型。可以看出, 在建立模型过程中除了傍轴近似并没有引入任何其它近似。而且若以角度 α 来代替 ξ , 则傍轴近似同样不需要。以下应用该模型来研究脉冲光束一次和两次通过光栅对的变换特性以及高阶色散对脉冲压缩的影响。

3 脉冲光束通过光栅对的传播特性

考虑一脉冲高斯光束入射

$$U(x, y, 0, \omega) = A(\omega) \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{\sigma_0^2} \frac{k}{k_0} \right], \quad (15)$$

其中 $A(\omega)$ 为入射脉冲的谱振幅, k_0 和 σ_0 分别为中心频率处的波数及光腰尺寸。在上式中, 已考虑了激光腔实际输出光束光腰尺寸的频率依赖性^[14, 15]。

将上式代入(2)式, 得到脉冲高斯光束的初始角谱

$$A_0(\zeta, \eta, \omega) = A(\omega) \sigma_0^2 \frac{\pi k_0}{k} \exp \left[-\frac{k_0 k \sigma_0^2 (\zeta^2 + \eta^2)}{4} \right], \quad (16)$$

代入(14)式可得

$$U(x, y, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_0 k \sigma_0^2}{4\pi} A(\omega) \exp \left[-\frac{k_0 k \sigma_0^2 (\zeta^2 + \eta^2)}{4} \right] \times \\ \exp \{i[\sqrt{1 - \eta^2} \Phi(\xi, \omega) + k\eta y] - i\alpha x\} d\zeta d\eta d\omega. \quad (17)$$

为明确所讨论的问题, 以下不考虑光栅对的像散, 即光束在利特罗(Littrow)角入射, 这样 $\Phi(\xi, \omega)$ 可展开为

$$\Phi(\xi, \omega) = \sqrt{1 - \xi^2} \Phi(0, \omega) + k\xi x, \quad (18)$$

在傍轴近似下为

$$\sqrt{1 - \eta^2} \Phi(\xi, \omega) = \sqrt{1 - \zeta^2 - \eta^2} \Phi(0, \omega) + k\zeta x \approx \\ \left(1 - \frac{1}{2}\zeta^2 - \frac{1}{2}\eta^2\right) \Phi(0, \omega) + k\zeta x, \quad (19)$$

代入(17)式并对 ζ 和 η 积分可得

$$U(x, y, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A(\omega) \exp [i\Phi(0, \omega)]}{1 + iz_\omega/z_0} \exp [i \frac{k(x^2 + y^2)}{2q(z_\omega)}] \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (20)$$

其中

$$\frac{1}{q(z_\omega)} = \frac{1}{R(z_\omega)} + i \frac{2}{k_0 \sigma^2(z_\omega)}, \quad (21)$$

$$\sigma^2(z_\omega) = \sigma_0^2 [1 + (\frac{z_\omega}{z_0})^2], \quad (22)$$

$$R(z_\omega) = z_\omega [1 + (\frac{z_0}{z_\omega})^2], \quad (23)$$

$$z_\omega = \Phi(0, \omega)/k, \quad (24)$$

$$z_0 = \frac{k_0 \sigma_0^2}{2}. \quad (25)$$

从(20)式可看出, 通过光栅对后对于每一频率成份的光依然以高斯光束传播, 但不同频率成份通过光栅对的距离不同, 这样在相位项 $\exp \{i\Phi(0, \omega)\}$ 中引入一啁啾成份。 $\Phi(0, \omega)$ 展开为

$$\Phi(0, \omega) = \Phi_0 + \Phi(\omega - \omega_0) + \frac{\Phi'}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\Phi''}{6}(\omega - \omega_0)^3 + \frac{\Phi'''}{8}(\omega - \omega_0)^4 + \dots, \quad (26)$$

其中 $\Phi_0 = \Phi(0, \omega_0),$ (27)

$$\Phi = p/c, \quad (28)$$

$$\Phi' = - \frac{G}{\omega_0 c} (\frac{m2\pi c}{\omega_0 d})^2 / \cos^3(\gamma - \theta), \quad (29)$$

$$\Phi'' = \frac{3G}{\omega_0^2 c} (\frac{m2\pi c}{\omega_0 d})^2 \cos^{-5}(\gamma - \theta) [\cos^2(\gamma - \theta) + (\frac{m2\pi c}{\omega_0 d}) \sin(\gamma - \theta)], \quad (30)$$

$$\Phi''' = - \frac{3G}{\omega_0^3 c} (\frac{m2\pi c}{\omega_0 d})^2 \cos^{-5}(\gamma - \theta) \{4 \cos^2(\gamma - \theta) + 5(\frac{m2\pi c}{\omega_0 d}) \sin(\gamma - \theta) + (\frac{m2\pi c}{\omega_0 d})^2 [1 + 5 \tan^3(\gamma - \theta)]\}. \quad (31)$$

以上各式中 Φ' 代表了脉冲的群速度, Φ'' 、 Φ''' 和 Φ'''' 分别为二阶、三阶和四阶色散。然而光栅对的横向谱移动未能包含在(20)式当中。光栅对的横向谱移动是指不同频率成份的光沿某一入射方向通过光栅对后, 出射光线在横向上展开(如图3所示)。由图3的几何关系, 横向谱移动可表示为

$$x_\omega = G \tan(\gamma - \theta) \cos \gamma, \quad (32)$$

可将 x_ω 沿中心频率 ω_0 附近作泰勒级数展开得

$$x_\omega = G \cos \gamma \{ \tan(\gamma - \theta_0) - \frac{m2\pi c}{\omega_0^2 d} \frac{(\omega - \omega_0)}{\cos^3(\gamma - \theta_0)} + \frac{1}{2} \frac{m2\pi c}{\omega_0^2 d} \frac{(\omega - \omega_0)^2}{\cos^5(\gamma - \theta_0)} [2 \cos^2(\gamma - \theta_0) + \frac{m2\pi c}{\omega_0 d} 3 \sin(\gamma - \theta_0)] + \dots \}, \quad (33)$$

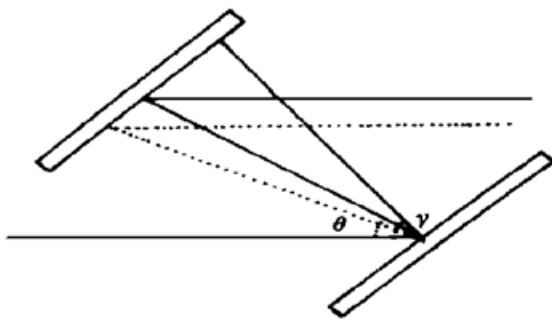


Fig. 3 Schematic illustration of the lateral spectral shift of the single-passed compressor

计算表明一级近似对于一般情况已足够精确, 因此相对于中心频率的横向谱移动为

$$\Delta x = x_\omega - x_0 \approx - \frac{m2\pi c}{\omega^2 d} \frac{G \cos \mathcal{Y}}{\cos^3(\mathcal{Y} - \theta_0)} \Delta\omega = - \beta_1 \Delta\omega. \quad (34)$$

上式表明对于脉冲光束的每一频率成份通过光栅对后, 出射光线相对于中心频率处的光线在 x 方向上平移了 Δx 。因此光栅对的横向谱移动可以包含在(20)式中, 只要将 x 以 $x - \Delta x$ 来代替。这样(20)式变为

$$U(x, y, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A(\omega) \exp[i\Phi(0, \omega)]}{1 + iz_\omega/z_0} \exp\left\{i \frac{k[(x - \Delta x)^2 + y^2]}{2q(z_\omega)}\right\} \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (35)$$

上式给出了脉冲高斯光束单次通过光栅对的普遍表达式。

考虑一包含线性啁啾 S 的入射脉冲信号

$$A(t) = \frac{A_0}{T} \exp\left[-\frac{t^2}{2T^2}\right] \exp\{-i[\omega_0 t + (S/2)t^2]\}, \quad (36)$$

其中 T 为 $1/e$ 脉宽。相应的谱分布为

$$A(\omega) = \frac{A_0}{\sqrt{1 + i\Phi_2\delta_0^2}} \exp\left[-\left(\frac{1}{2\delta_0^2} + i\frac{\Phi_2}{2}\right)(\omega - \omega_0)^2\right], \quad (37)$$

其中 $\delta_0^2 = 1/T^2 + S^2T^2$, $\Phi_2 = \frac{ST^4}{1 + S^2T^4}$ 。

若忽略光栅对的高阶色散, 并且假设入射脉冲的线性啁啾刚好被光栅对的二阶色散所补偿, 即 $\Phi_2 + \Phi = 0$, 这样输出光场为

$$U(x, y, t) = \frac{A_0}{\sqrt{1 + i\Phi_2\delta^2}} \exp\{-i[\omega_0 t - \Phi(0, \omega_0)]\} \times \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + iz_\omega/z_0} \exp\left\{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\delta_0^2}\right\} \times \\ \exp\left\{i \frac{k[(x + \beta_1\Delta\omega)^2 + y^2]}{2q(z_\omega)}\right\} \exp[-i\Delta\omega(t - \Phi)] d\Delta\omega, \quad (38)$$

假若进一步采用 Martinez 的计算近似, 认为光栅间通过的距离 z_ω 远小于 z_0 , 即入射为准直光束, 则可解得

$$U(x, y, t) = b \exp\left[-\frac{x^2}{(1+u)\sigma^2} - \frac{y^2}{\sigma^2}\right] \exp\left[-\frac{(t - \Phi)^2}{2t_0^2(1+u)}\right] \times \\ \exp\left[i \frac{ux(t - \Phi)}{(1+u)\beta_1}\right] \exp\{-i[\omega_0 t - \Phi(0, \omega_0)]\}, \quad (39)$$

其中

$$u = 2\beta_1^2\delta_0^2/\sigma_0^2. \quad (40)$$

在解上式过程中忽略了脉冲高斯光束自身传播中出现的时空耦合^[14, 15]。可以看出在准直近似下得到的结果与 Martinez 的一阶理论的结果一致。然而本文给出的参数 u 与文献[4]不同, 本文参数 β_1 直接与光栅参量有关而与 z 无关, 这样就更明确了物理实质。从上式看出, 光栅对的横向谱移动使得出射光束空间分布椭圆化, 并使压缩后脉冲展宽, 而且相位中引入一空间扫频项。这些特性 Martinez^[4]已作了详细讨论。

对于一般情况, 准直近似并不都能满足。直接数值计算(38)式发现, 横向谱移动还使得出射脉冲存在时间相关的空间移动(如图4)。图中 z_g 表示光束在光栅对之间通过的距离。计算还发现, 入射光束光腰与光栅对之间的距离 z_1 , 将对时间相关的空间移动产生影响[如图4

(b)], 而且 z_1 增大将使输出脉宽有所减小(如图 5)。

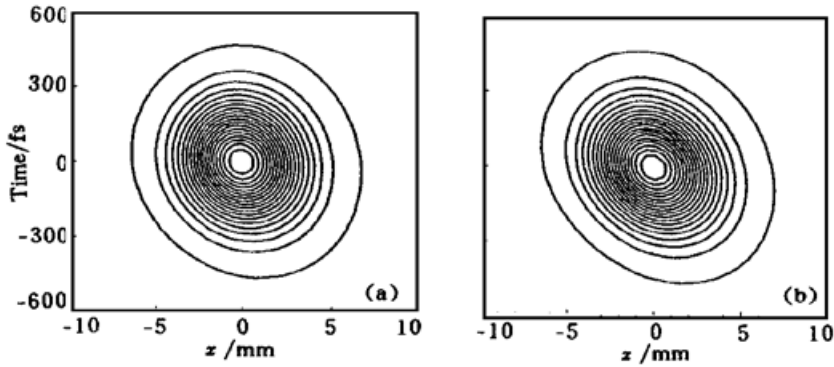


Fig. 4 Space-time profiles for the pulsed Gaussian beam single passing compressor: (a) $z_1 = 0.0$, (b) $z_1 = z_0$. Other calculation parameters are given as: $d = (1/600)$ mm, $z_g = 0.8z_0$, $\sigma_0 = 0.5$ mm, $\delta_0 = 4 \times 10^{13}$ rad/s, $\lambda_0 = 800$ nm

由此可见, 光栅对的横向谱移动不仅使出射光束空间分布椭圆化, 而且使压缩后脉冲展宽, 并且在准直近似不能满足时产生时间相关的空间移动。对脉冲压缩产生严重影响, 必须消除。一般在光栅对后加一块反射镜, 让压缩脉冲二次通过光栅对。调整光栅对的距离, 使二次通过光栅对的相位群延迟刚好补偿脉冲啁啾。这样由图 3 的逆向光线可知, 空间分离的频率成份再次通过光栅对后重新合成, 从而消除了横向逃逸效应。此时出射光场可表示为

$$U_d(x, y, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A(\omega) \exp \{2i[\Phi(0, \omega) + kz_2]\}}{1 + 2i(z_\omega + z_2)/z_0} \exp \left\{ -i \frac{k[x^2 + y^2]}{2q(2z_\omega + 2z_2)} \right\} \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (41)$$

其中 z_2 为反射镜到主参考面的距离。数值计算表明光栅对横向谱移动引起的效应均被消除, 而且上式分母中的 z_ω 均可近似为 z_{ω_0} , 使得(38)式时空可以分离。这样出射脉冲的时间波形等同于相应的平面波入射时的结果。

4 高阶色散对脉冲压缩的影响

由(12)式和(14)式看到, 平行放置的光栅对, 二阶和四阶色散为负色散, 而三阶色散为正色散。当用来补偿光学介质符号一致的正色散时, 介质的二阶和四阶色散能够同时被补偿, 但遗留下光栅对和介质的三阶色散, 使得输出脉冲波形产生非对称及旁带峰。由于三阶色散对脉冲输出波形的严重影响, 通常引入棱镜对与光栅对的组合来同时补偿二阶和三阶色散。然而此时虽然二阶和三阶色散同时得到了补偿, 却遗留下了不匹配的四阶色散。以下数值计算(35)式和(41)式来研究单次和双次通过光栅对时三阶和四阶色散对脉冲压缩的影响。在以下计算中入射脉冲同样取(36)式形式, 并且假设入射脉冲的线性啁啾被光栅对完全补偿。

4.1 三阶色散的影响

考虑每毫米 600 条的光栅对, 当一脉冲光束光腰尺寸为 $\sigma_0 = 1$ mm、中心波长为 800 nm、带宽为 $\delta_0 = 5 \times 10^{13}$ rad/s, 单次通过光栅对时, 时空轮廓如图 6(a)、图 6(b) 所示。可看到傍轴脉冲传播超前于轴上脉冲, 使得脉冲波前产生扭曲。三阶色散值越大, 扭曲越大。但此种现象不单是由三阶色散引起的, 而是它与横向谱移动共同作用的结果。由图 6(b) 可看出脉冲

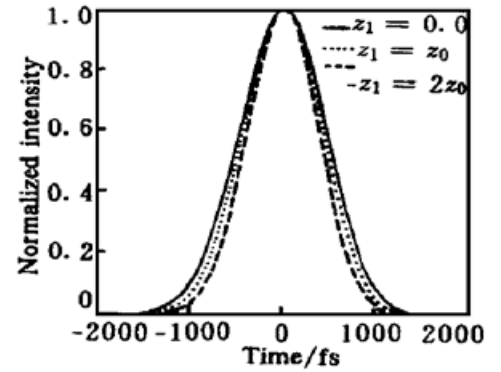


Fig. 5 The time shape of the pulse compressed by a single-passed grating pair. Calculation parameters are the same as Fig. 4

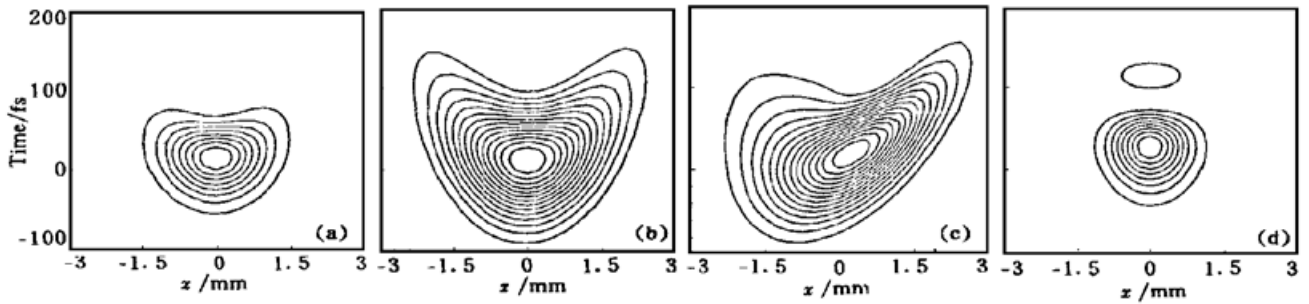


Fig. 6 Space-time profiles for the pulsed Gaussian beam single passing compressor with the third-order dispersion: (a) $z_1 = 0.0$, $z_g = 200$ mm; (b) $z_1 = 0.0$, $z_g = 400$ mm; (c) $z_1 = z_0$, $z_g = 400$ mm; (d) $z_1 = 0.0$, $z_g = 200$ mm (double passed). Other calculation parameters are given in text

的时空波形中还存在着仅由横向谱移动产生的时间相关的空间移动,使得脉冲波形的扭曲有些非对称。从图 6(c) 发现入射光束光腰与光栅对之间的距离,将影响脉冲波形的扭曲程度,距离越大,扭曲越大。图 6(d) 为两次通过光栅对时输出脉冲的时空轮廓图。可看出两次通过光栅对不仅消除了横向谱移动引起的时间与空间上的展宽,同时也消除了三阶色散与横向谱移动共同作用下的脉冲波前的扭曲。然而三阶色散引起的脉冲波形的非对称和旁带峰则更加明显。这是由于单次通过光栅对时,横向谱移动使得脉冲得到展宽,从而抑制了三阶色散对脉冲时间波形的影响。图 7 为单次和两次通过光栅对时输出时间波形的比较。可看出单次通过光栅对输出脉宽较宽但没有旁带峰,两次通过光栅对脉宽较窄但旁带峰明显。

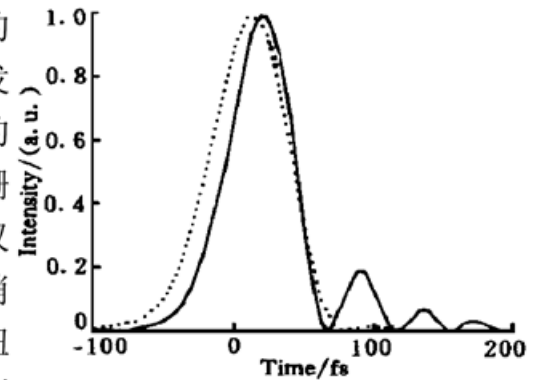


Fig. 7 The on-axis time shape of the pulse compressed by grating pair with the third-order dispersion: (a) Single passed $z_g = 200$ mm (dotted line); (b) Double passed $2z_g = 200$ mm (solid line)

4.2 四阶色散的影响

假设光栅对的二阶和三阶色散均被补偿,仅遗留四阶色散。以下讨论四阶色散对脉冲输出波形的影响。

对每毫米 1200 条的光栅对,入射光束的光腰尺寸及中心波长同上节, $\delta_0 = 4 \times 10^{13}$ rad/s, 脉冲光束单次通过光栅对时的时空轮廓如图 8(a)、图 8(b) 所示。可看到四阶色散对输出脉冲时空特性的影响完全不同于三阶色散。四阶色散与横向谱移动的共同作用使得输出脉冲产生时间相关的空间移动,且使脉冲时空波形有一定的弯曲。四阶色散量的增大使得这些现

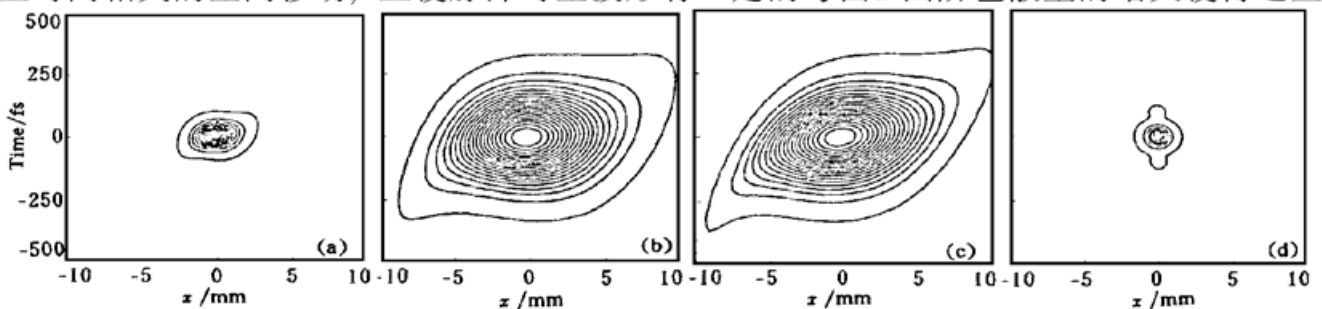


Fig. 8 Space-time profiles for the pulsed Gaussian beam single passing compressor with the fourth-order dispersion: (a) $z_1 = 0.0$, $z_g = 100$ mm; (b) $z_1 = 0.0$, $z_g = 400$ mm; (c) $z_1 = z_0$, $z_g = 400$ mm; (d) $z_1 = 0.0$, $z_g = 200$ mm (double passed). Other calculation parameters are given in text

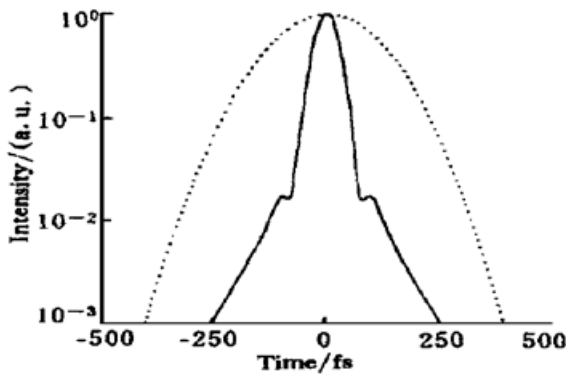


Fig. 9 The on-axis time shape of the pulse compressed by grating pair with the fourth-order dispersion: (a) Single passed $z_g = 400$ mm (dotted line); (b) Double passed $2z_g = 400$ mm (solid line)

象更为明显。同样可发现入射光束光腰与光栅对之间的距离,也将影响脉冲波形的弯曲程度[如图 8(c)]。图 8(d)为两次通过光栅对时输出脉冲的时空轮廓图。与三阶色散的情况类似,它不仅消除了横向谱移动引起的时间与空间上的展宽,同时也消除了四阶色散与横向谱移动共同作用下时间相关的空间移动。同样横向谱移动抑制了四阶色散对脉冲时间波形的影响,如图 9 所示。

结 论 本文从傅里叶角谱入手,建立了脉冲光束入射光栅对的理论模型。利用该模型分析了脉冲光束单次和双次通过光栅对的传播特性、光栅对的横向谱移动以及高阶色散对脉冲时空特性的影响。发现在准直近似下可退化到 Martinez 的理论。对于非准直光束,横向谱移动还使得出射光束产生时间相关的空间移动。研究还发现单次通过光栅对时高阶色散不仅影响输出脉冲的时间特性同时还影响空间特性,使得输出脉冲产生时空畸变。

参 考 文 献

- [1] Treacy E B. Compression of picosecond light pulses. *Phys. Lett. (A)*, 1968, **28**(1): 34~ 35
- [2] Treacy E B. Optical pulse compression with diffraction gratings. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1969, **QE-5**(9): 454~ 458
- [3] McMullen J D. Chirped-pulse compression in strongly dispersive media. *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, **67**(11): 1575~ 1578
McMullen J D. Analysis of compression of frequency chirped optical pulses by a strongly dispersive grating pair. *Appl. Opt.*, 1979, **18**(5): 737~ 741
- [4] Martinez O E. Grating and prism compressor in the case of finite beam size. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**(7): 929~ 934
- [5] Martinez O E. 3000 times grating compression with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1.3~ 1.6 μm region. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1987, **QE-23**(1): 59~ 64
- [6] Fiorini C, Sauteret C, Rouyer C *et al.*. Temporal aberrations due to misalignments of a stretcher-compressor system and compensation. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1994, **QE-30**(7): 1662~ 1670
- [7] Danailov M B, Christov I P. Time-space shaping of light pulses by Fourier optical processing. *J. Mod. Opt.*, 1989, **36**(6): 725~ 731
- [8] Paye J, Migus A. Space-time wigner functions and their application to the analysis of a pulse shaper. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1995, **12**(8): 1480~ 1488
- [9] Wefers M M, Nelson K A. Space-time profiles of shaped ultrafast optical waveforms. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1996, **QE-32**(1): 161~ 169
- [10] Chilla J L A, Martinez O E. Analysis of a method of phase measurement of ultrashort pulses in the frequency domain. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1991, **QE-27**(5): 1228~ 1235
- [11] Martinez O E. Matrix formalism for pulse compressors. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1988, **QE-24**(12): 2530~ 2536
- [12] Lin Q, Wang S, Alda J *et al.*. Spatial-temporal coupling in grating-pair pulse compression system analysed by matrix optics. *Opt. & Quant. Electron.*, 1995, **27**(7): 679~ 692
- [13] Goodman J W. *Introduction to Fourier Optics*, New York: McGraw-Hill, 1968.
- [14] Wang Z Y, Zhang Z Q, Xu Z Z *et al.*. Space-time profiles of an ultrashort pulsed Gaussian beam.

IEEE J. Quant. Electron., 1997, **QE-33**(4) : 566~ 573

- [15] Wang Z Y, Xu Z Z, Zhang Z Q. Diffraction integral formulas of the pulsed wave field in the temporal domain. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(3) : 354~ 356

Study of Grating Pulse Compression in the Case of Finite Beam Size

Wang Zhongyang Xu Zhizhan

(Laboratory for High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 25 August 1998; revised 21 December 1998)

Abstract A more comprehensive theoretical model to deal with the pulsed beam through grating pair is obtained and used to study the spatial and temporal properties of the pulsed Gaussian beam single and double passing compressor and the effects of high-order dispersion. It is found that when the uncollimated input beam single passes through compressor, the time-dependent spatial shift will be introduced in the output pulse, and the duration of the output pulse will depends on the position of the beam waist. In addition, Furthermore, for the single-passed compressor, the third-order dispersion causes the pulse front distortion, and the fourth-order dispersion leads to the time-depended spatial shift in the output pulse.

Key words grating pair, pulse compression, optical beam, high-order dispersion.

- [4] 林世鸣, 吴荣汉, 黄永箴等. 低阈值电流的 GaAs/GaAlAs 垂直腔面发射激光器. 高技术通讯, 1994, 4(10): 11~13
- [5] 吴荣汉, 周增圻, 林耀望等. 亚毫安室温连续工作 InGaAs 垂直腔面发射激光器. 高技术通讯, 1995, 5(9): 24~26
- [6] 郭长志, 陈水莲. 分布反射面发射垂直微腔半导体激光器的微腔效应. 物理学报, 1997, 46(9): 1731~1743
- [7] Huang Y Z, Pan Z, Wu R H. Analysis of the optical confinement factor in semiconductor lasers. *J. Appl. Phys.*, 1996, 79(8): 3827~3830
- [8] Huang Y Z, Wang C M. Resonant tunneling, eigenvalue and energy band calculation for potential and periodical potential structures. *Appl. Phys. (A)*, 1992, 54(2): 191~195
- [9] Huang Y Z. Effect of reflectivity at the interface of oxide layer on transverse mode control in oxide confined vertical-cavity surface-emitting lasers. *J. Appl. Phys.*, 1998, 83(7): 3769~3772
- [10] 刘德贵, 费景高, 于泳江等编. FORTRAN 算法汇编, 第二分册, 北京: 国防工业出版社, 1983. 334~341
- [11] Yang G M, MacDougal M H, Pudikov V *et al.*. Influence of mirror reflectivity on laser performance of very-low-threshold vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1995, 7(11): 1228~1230

Influence of Reflection Phase of Air Interface on Mode Characteristics of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers

Huang Yongzhen

(State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, Institute of Semiconductors,
The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083)

(Received 2 July 1998; revised 29 December 1998)

Abstract The mode characteristics for vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSEL) with different cap layer thickness are numerically analyzed. The results show that the threshold gain can increase several times for VCSEL with unmatched cap layer, which results from an anti-phase reflectivity from the air-interface. The mode field intensity distribution inversely increases near the air interface as the reflectivity of the air interface is anti-phase with that of distributed Bragg reflector. A precision etching of the cap layer can be used for improving the laser performance.

Key words semiconductor lasers, vertical-cavity surface-emitting lasers, distributed Bragg reflector.